

برانگیختگی و میرایی نوسانات عرضی در حلقه‌های تاج توسط پدیده ویک

عباس عابدینی

گروه فیزیک دانشگاه قم، قم

پست الکترونیکی: a.abedini@qom.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۱۰/۱۴؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۶/۰۲/۲۵)

چکیده

نوسانات عرضی حلقه‌های تاج که به وجود امواج مغناطو هیدرودینامیکی در تاج نسبت داده می‌شوند، به دفعات زیاد در حلقه‌های نواحی فعال مشاهده شده‌اند. میرایی دامنه نوسانات عرضی مشاهده شده از نوع میرایی قوی است. میرایی این نوسانات ممکن است ناشی از عوامل اتلافی و یا از پدیده ویک حاصل از یک اختلال انتشاری باشد. میرایی نوسانات عرضی توسط پدیده ویک به هیچ یک از پدیده‌های اتلافی مربوط نمی‌شود. همچنین نوع این نوسانات عرضی و وجه نوسانی کینک نیستند اگرچه نوسانات کینک در حلقه در نهایت می‌توانند در اثر انرژی حاصل از بسته موج انتشاری ایجاد شوند. در این مقاله، برانگیختگی و میرایی نوسانات عرضی در حلقه‌ها در اثر پدیده ویک به صورت نظری و مشاهداتی مورد مطالعه قرار گرفته است. در اینجا، نوسانات عرضی حلقه‌های تاج با یک لوله شار مستقیم که دو سر آن به نقاط ثابتی گره خورده، مدل شده است. دینامیک حاکم بر حلقه و تاج از معادله دیفرانسیل کلاین-گوردن می‌باشد. یک اختلال جایگزیده انتشاری که از یک پدیده خورشیدی مثل شراره ایجاد شده و در حین گسیل به سوی حلقه پاشیده می‌شود. در نتیجه، دامنه نوسانات حلقه در بسامدهای بالاتر از بسامد قطع به طور تقریبی به صورت $t^{-1/2}$ با زمان میرا می‌شود. داده‌های استفاده شده در اینجا تصاویری است که که توسط ابزار ای-ای-ای نصب شده روی تلسکوپ فضایی اس-دی-او برداشته شده است. این داده‌های مشاهداتی با فاصله زمانی ۲۴ ثانیه از حلقه‌های مجاور یک شراره خورشیدی در طول موج ۱۷۱ آنگستروم برای آشکار سازی برانگیختگی و میرایی نوسانات عرضی حلقه‌های مجاور شراره‌های خورشیدی، مورد بررسی قرار گرفته است. در این تجزیه و تحلیل نوسانات عرضی با میرایی قوی با دوره‌های نوسانی در بازه ۲۳/۸۶ تا ۱۸/۵۶ دقیقه به دست آمدند. علاوه بر این، وابستگی دامنه نوسانات عرضی قطعاتی از حلقه به صورت $t^{-\alpha}$ به دست آمده که محدوده α برای ۴ قطعه از حلقه نوسانی بین ۰/۶۵ تا ۰/۸۰ است. مقدار متوسط α مشاهده شده با پیش‌بینی مدل‌های نظری که پدیده ویک را مسئول میرایی قوی نوسانات عرضی حلقه‌های تاج فرض کرده، تطابق خوبی دارد.

واژه‌های کلیدی: تاج خورشید، پدیده ویک، زمان میرایی نوسانات عرضی حلقه‌های تاج

۱. مقدمه

(Yohkoh)، سوهو (SoHO) و اس دی او (SDO) مشاهده شده

است. نوسانات عرضی در اغلب موارد در حلقه‌های مجاور به شراره‌های خورشیدی مشاهده شده‌اند (شریجر و برون در ۲۰۰۲ [۱]، هندسون و وارماچ در ۲۰۰۴ [۲]، اشواندن و

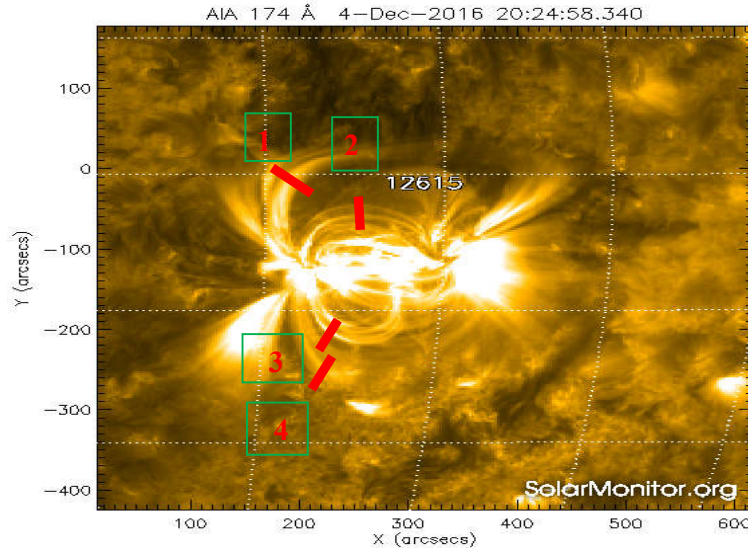
امروزه، نوسانات عرضی حلقه‌های تاج به دفعات زیاد در حلقه‌های تاج نواحی فعال با استفاده از تلسکوپ فضایی همچون تریس (TRACE)، هینوده (Hinode)، یوهکوهو

در همکارانش در ۱۹۹۹ و ۲۰۰۲ [۳ و ۴]، اشواندن و شریجر در ۲۰۱۱ [۵]. معمولاً نوسانات عرضی همراه با جابه‌جایی محور حلقه‌ها به صورت وجوهی از نوسانات کینک تعبیر شده‌اند (ناکاریاکوف و همکارانش در ۱۹۹۹ [۶]، اشواندن و همکارانش در ۲۰۰۲ [۷]). سازوکارهای اتلافی متعددی برای میرایی عمدتاً قوی نوسانات عرضی در نظر گرفته شده که از میان آنها جذب تشدید و تداخل فازی مقبولیت بیشتری دارند (اشواندن و همکارانش ۲۰۰۳ [۸]، صفری و همکارانش در ۲۰۰۷ [۹]، ابراهیمی و کرمی در ۲۰۱۶ [۱۰]). همچنین تأثیر عواملی همچون چگالی شعاعی، چگالی طولی، انحنای حلقه و میدان مغناطیسی بر امواج مغناطو هیدرودینامیکی عرضی انتشاری و ایستاده (کینکی و سوسیسی) در حلقه‌های تاج توسط افراد مختلفی مورد مطالعه قرار گرفته است. در بیشتر مطالعات نظری که روی نوسانات عرضی حلقه‌ها انجام شده فرض شده که حلقه‌ها در حالت ایستا بوده و دینامیک حاکم بر آن وجوه نوسانات کینک است. برای یافتن جزئیاتی از چنین تجزیه تحلیل از نوسانات عرضی حلقه‌ها و عوامل مؤثر بر خواص آنها برای نمونه مراجعه شود به (اسپریت در ۱۹۸۲ [۱۱]، ادوین و رابرتس ۱۹۸۲ [۱۲]، کلای در ۱۹۸۶ و ۲۰۰۳ [۱۳ و ۱۴]، گوسینس و همکارانش در ۲۰۰۲ [۱۵]، صفری و همکارانش در ۲۰۰۶ [۱۶]، کرمی و اسوار در ۲۰۰۷ [۱۷]، اندرس و همکارانش در ۲۰۰۹ [۱۸]، کرمی و بهاری در ۲۰۱۰ [۱۹]، فتحعلیان و صفری در ۲۰۱۰ [۲۰]، عبادی و همکاران در ۲۰۱۱ و ۲۰۱۳ [۲۱ و ۲۲]). مطالعات انجام شده در زمینه برانگیختگی و میرایی بر حسب زمان نوسانات عرضی حلقه‌های تاج در مقایسه با کارهای قبلی بسیار اندک است که به تعدادی از آنها اشاره می‌کنیم. برای مثال مورواسکی و رابرتس در ۱۹۹۳ [۲۳] تحول زمانی یک قطعه پلاسمای با چگالی بالا در اثر موج را مطالعه و بعضی از ویژگی‌های نوسانات عرضی کینک و سوسیسی را مورد بحث و تجزیه و تحلیل قرار دادند. همچنین مورواسکی و رابرتس در ۱۹۹۳ [۲۴] تأثیر موج حاصل از یک پالس ضربه‌ای روی یک قطعه شار پلازما را در دو بعد بر حسب زمان مطالعه کردند. رای و رابرتس در ۱۹۸۲ [۲۵]، ارالو

در ۱۹۸۲ [۲۶]، ترایدس و همکارانش در ۲۰۰۵ [۲۷] اثر یک موج جایگزیده انتشاری بر نوسانات عرضی حلقه‌های تاج را بر حسب زمان مورد مطالعه و بررسی قرار دادند. آنها مدعی شدند بدون در نظر گرفتن سازوکارهای اتلافی شناخته شده در مدل نظری، میرایی قوی نوسانات عرضی توسط پدیده ویک قابل توجیه است. طبق این مدل نظری بسته موجی توسط یک پدیده خورشیدی مثل شراره ایجاد و به طرف حلقه‌ای با پایه‌های ثابت گسیل می‌شود. حلقه در اثر این بسته موج عبوری برانگیخته و در نهایت توسط یک موج هماهنگ میرا که در دنباله بسته موج ایجاد شده میرا می‌شود. در این مقاله، برانگیختگی و میرایی نوسانات عرضی حلقه‌های تاج مجاور یک شراره، بر حسب زمان مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است. به منظور مقایسه پیش‌بینی مدل‌های نظری با نتایج حاصل از مشاهدات، حدود ۵۶۰ تصاویر متوالی از حلقه واقع شده روی ناحیه فعال و مجاور به یک شراره در طول موج ۱۷۱ آنگستروم و با فاصله زمانی ۲۴ ثانیه و با بهره‌گیری از آنالیز فوریه مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است. همچنین کمیت‌های فیزیکی همچون دوره نوسانات عرضی، زمان میرایی و نحوه وابستگی به زمان دامنه نوسانات استخراج و با مدل‌های نظری مقایسه شده است. این مقاله به صورت زیر مرتب شده است. در بخش ۲ مشخصات نواحی مشاهده شده توصیف شده است. در بخش ۳ روش تجزیه تحلیل داده‌ها ارائه شده است. در بخش ۴ دوره تناوب و وابستگی میرایی دامنه نوسانات عرضی به زمان محاسبه شده است. در بخش ۵ نتایج مشاهداتی با پیش‌بینی مدل‌های نظری مقایسه شده است و در بخش ۶ نتایج حاصل ارائه شده است.

۲. مشخصات ناحیه مشاهده شده

مشاهدات مورد علاقه در این مطالعه بر اساس داده‌های تلسکوپ ای آی ای نصب شده روی ماهواره اس دی او (AIA/SDO) است. داده‌های این تلسکوپ شامل تصاویری با فاصله زمانی ۱۲ ثانیه در ۱۰ طول موج مختلف است. تصاویر اولیه و خام هر تلسکوپ، دارای یک سری معیابی



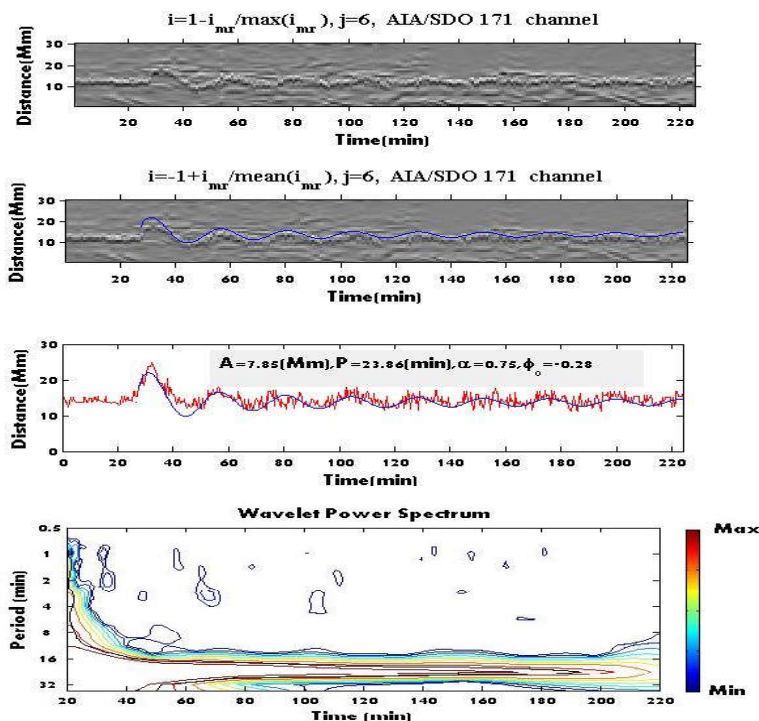
شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) یک نمونه از 56° تصویر متوالی در طول موج 171 آنگستروم که مشخصات آن در بالای تصویر نوشته شده است. امتداد 4 خط قرمز شماره گذاری شده عمود بر حلقه‌ها به نواحی کوچک به ابعاد 3 خانه (پیکسل) در 3 خانه تقسیم و شدت میانگین آنها به منظور پی بردن به نوسانات عرضی استخراج شده است.

اعمال صافی‌های مختلف و با استفاده از آنالیز فوریه روی سری‌های زمانی شدت‌ها، نوسانات عرضی در حلقه استخراج و مورد تجزیه تحلیل قرار گرفته است.

۳. روش تجزیه و تحلیل داده‌ها

به منظور استخراج طبیعت نوسانات عرضی حلقه مشخص شده در شکل ۱، ناحیه در برگرنده حلقه مورد نظر به صورت شطرنجی به نواحی کوچک به ابعاد تقریبی 3 خانه (پیکسل) در 3 خانه تقسیم شده است. در صورت حرکت حلقه شدت هر یک از این نواحی با زمان تغییر و نوسانات عرضی آن در نمودار فضا-زمان آشکار خواهد شد. بدین منظور ابتدا میانگین شدت در هریک از سلول‌ها برای 56° تصویر متوالی با فاصله زمانی 24 ثانیه استخراج می‌شود. سپس صافی کمینه اختلاف تصاویر متوالی روی شدت‌ها اعمال می‌شود. چگالی توان طیفی شدت‌ها استخراج و به کمک آن بسامدهای غالب مشخص می‌شوند. در نهایت کمیت‌های فیزیکی همچون دوره نوسانات، زمان میرایی و نحوه تغییرات دامنه نوسانات عرضی برای بسامدهای غالب با زمان محاسبه می‌شوند.

هستند که باید پیرایش شوند. تصاویر مورد استفاده‌ی ما تصاویر سطح 1.5 هستند که یک سری از معایب آنها از قبیل جریان تاریک، میدان تخت و خانه‌های (پیکسل‌های) غیر یکنواخت و داغ آن پیرایش شده‌اند. همچنین عیب ناشی از چرخش دیفرانسیلی خورشید هم از تصاویر اولیه زدوده و مختصات همه تصاویر به مختصات اولین تصویر از نظر زمانی تطبیق داده شدند. در اینجا از تعداد 56° تصویر متوالی پیرایش شده در طول موج 171 آنگستروم با فاصله زمانی 24 ثانیه که در تاریخ $2016-12-04$ در محدوده ساعت $21:30 - 17:45$ (به وقت جهانی UT) از حلقه واقع در ناحیه فعال AR:SPCOA 12615 گرفته شده، استفاده می‌شود. شکل ۱ برای نمونه، یکی از این تصاویر را نشان می‌دهد که مشخصات آن در بالای آن نوشته شده است و محل قطعاتی از 4 حلقه متمایز کنار شراره که بناست نوسانات عرضی آنها بررسی شوند با خطوط قرمز رنگ عمود بر راستای حلقه‌ها، مشخص شده‌اند. برای این کار امتداد خطوط قرمز شماره گذاری شده به نواحی کوچک به سلول‌های به ابعاد تقریبی 3 خانه (پیکسل) در 3 خانه تقسیم و میانگین شدت‌ها بر حسب زمان در هریک از سلول‌ها استخراج و بعد از



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار فضا- زمان حلقه شماره ۱ برای شدت های $i = 1 - \frac{i_{mr}}{\max(i_{mr})}$ (ردیف بالا) و

قطعه ای مشخص شده از حلقه بر حسب زمان که تابع $i(t-t_0) = A(t-t_0)^{-\alpha} \sin\left(\frac{2\pi(t-t_0)}{P} - \phi\right)$ بر آن برازش (خط آبی رنگ) و

مقادیر حاصل در بالای آن نوشته شده است. در ردیف چهارم موجک مورلت سری زمانی شدت نشان داده شده در ردیف سوم رسم شده است.

مورد نظر روی نواحی شماره گذاری شده تصویر را نشان می دهد (مثلاً t_0, t_1, \dots به ترتیب نشان دهنده زمان تصویر اول، دوم و ... است). چگالی توان طیفی این شدت هایی که شدت زمینه آنها کسر شده است (i_{mr}) استخراج شدند. با استفاده از چگالی توان طیفی بهنجار شده بسامدهای بالا تر از ۱۰ میلی هرتز که عمدتاً دامنه کمتر از ۰/۱ داشتند فیلتر شدند. نمودار فضا- زمان شدت های بدون شدت زمینه رسم و نوسانات عرضی آشکار شدند. برای نمونه در شکل ۲ نمودار فضا- زمان شدت ها نمایش داده شده است. شکل ۲ در ردیف بالا نمودار فضا- زمان $i = 1 - \frac{i_{mr}}{\max(i_{mr})}$ و در ردیف دوم نمودار فضا- زمان $i = -1 + \frac{i_{mr}}{\text{mean}(i_{mr})}$ رسم شده است. در هر یک از این

۴. محاسبه دوره تناوب و وابستگی میرایی دامنه

نوسانات عرضی به زمان

همان طور که در بخش قبل توضیح داده شد، راستای عمود بر ۴ حلقه متمایز واقع در ناحیه فعال و در مجاورت یک شراره به زیر بخش هایی به ضخامت ۳ در ۳ خانه تقسیم شدند. شدت میانگین در هریک از این سلول ها بر حسب زمان استخراج شدند. با پیروی از اشواندن و همکارانش در سال ۲۰۱۱ فرهنگ و صفری در سال ۱۳۹۲ یک شدت زمینه به صورت زیر

$$i_{mr}(s, t_n) = I(s, t_n) - \min[I(s, t_{n-j}) + \dots + I(s, t_{n+j})] \quad (1)$$

از آنها کسر شد [۵] و [۲۸]. در اینجا تعداد تصاویر انتخابی، t_n و S به ترتیب سری زمانی تصویر و موقعیت مکانی سلول

جدول ۱. نتایج حاصل از برازش یک تابع سینوسی میرا به شدت‌های نوسانی در هریک از حلقه‌های نواحی فعال شکل ۱.

شماره حلقه‌ها	دامنه (مگا متر)	α	دوره نوسانی (دقیقه)	فاز اولیه (رادیان)
۱	$۷,۸۷ \pm ۱,۰۳$	$۰,۷۵ \pm ۰,۱۲$	$۲۳,۸۶ \pm ۰,۱۲$	$-۰,۲۸ \pm ۰,۰۳$
۲	$۶,۴۶ \pm ۰,۹۸$	$۰,۸۰ \pm ۰,۱۰$	$۱۸,۵۷ \pm ۱,۷۳$	$-۰,۳۷ \pm ۰,۰۵$
۳	$۶,۸۵ \pm ۰,۹۹$	$۰,۷۲ \pm ۰,۰۹$	$۱۹,۴۴ \pm ۲,۰۹$	$-۰,۳۵ \pm ۰,۰۴$
۴	$۵,۸۷ \pm ۰,۹۶$	$۰,۶۵ \pm ۰,۰۸$	$۲۲,۲۱ \pm ۱,۹۸$	$-۰,۳۲ \pm ۰,۰۳$

به ترتیب ۲۳,۸۶، ۱۸,۵۷، ۱۹,۴۴ و ۲۲,۲۱ دقیقه و متوسط مقادیر α به ترتیب ۰,۷۵، ۰,۸۰، ۰,۷۲ و ۰,۶۵ می‌باشند. به طور کلی نتایج مشاهداتی حاصل از این مطالعه نشان می‌دهد مقدار متوسط α یعنی تحول دامنه نوسانات با زمان با پیش‌بینی مدل‌های نظری که در بخش بعدی آورده می‌شود تطابق خوبی دارد. به عبارت دیگر پدیده ویک می‌تواند نامزد خوبی برای توجیه میرایی قوی نوسانات عرضی حلقه‌های نواحی فعال باشد.

۵. مقایسه نتایج مشاهداتی با پیش‌بینی مدل‌های نظری

به منظور مقایسه نتایج مشاهداتی با مدل‌های نظری فرض می‌شود گاز پلاسما ابتدا در حالت تعادل و بدون شارش اولیه ($v_0 = 0$) است. کمیت‌های فیزیکی پلاسمای در حال تعادل ثابت یعنی وابستگی زمانی و فضایی ندارند.

$$p_0 = cte, \quad \rho_0 = cte, \quad \vec{B} = B_0 \hat{z}, \quad T_0 = cte. \quad (3)$$

برای پی بردن به نوع تعادل پلاسما، کمیت‌های فیزیکی در معادلات مغناطو هیدرو دینامیکی (معادلات ماکسول، معادله اهم و معادلات سیالات) به صورت $f = f_0 + f_1$ مختل می‌شوند که در این رابطه اندیس صفر نشان دهنده کمیت تعادلی و اندیس ۱ نشان دهنده کمیت اختلالی است. معادلات مغناطو هیدرو دینامیکی اختلالی خطی سازی می‌شوند. با جایگزین کردن کمیت‌های اختلالی بر حسب سرعت اختلالی (اندیس ۱ برای راحتی از آن حذف شده است) معادله دیفرانسیلی حاکم بر سرعت اختلالی به صورت زیر به دست می‌آید

دو نمودار فضا- زمان نوسان عرضی حلقه که تقریباً در دقیقه بیست ششم آغاز شده مشهود است. برای برآورد دوره تناوب و وابستگی دامنه نوسانات به زمان حلقه، یک تابع گاوسی به شدت‌های بهنجار شده در امتداد محور قائم فضا- زمان (عمود بر راستایی حلقه) برازش و قله توابع گاوسی (محل قطعه حلقه) بر حسب زمان استخراج شد. ردیف سوم در شکل ۲ (خطوط قرمز) محل قرار گرفتن حلقه در راستایی محور قائم را بر حسب زمان نمایش می‌دهد. به منظور برآورد دوره تناوب و وابستگی دامنه نوسانات به زمان به محل قرار گرفتن قطعه‌ای از حلقه یک تابع سینوسی به صورت زیر برازش شد.

$$i(t-t_0) = A(t-t_0)^{-\alpha} \sin\left(\frac{2\pi(t-t_0)}{P} - \phi_0\right), \quad (2)$$

در اینجا A ، B ، ϕ_0 و α ثابت‌های دلخواه و P دوره نوسان است.

در شکل ۲ در ردیف سوم تابع (۲) بر محل قطعه شماره ۱ که با رنگ قرمز نمایش داده شده برازش و مقادیر حاصل در بالای آنها نوشته شده است. تبدیل موجک سری زمانی شدت‌های نمایش داده شده ریف سوم، در ردیف چهارم رسم شده است. نمودار موجک نشان می‌دهد دوره‌های نوسانی غالب به تدریج با افزایش زمان از دوره‌های بالاتر به پایین‌تر میل می‌کنند. این نتیجه تقریباً تطابق خوبی با پیش‌بینی مدل‌های نظری برای میرایی نوسانات عرضی با پدیده ویک دارد. برای مثال به شکل ۲ ترایدس و همکارانش در ۲۰۰۵ مراجعه شود [۲۷]. محدوده و مقدار متوسط کمیت‌های فیزیکی همچون دوره نوسانات، زمان میرایی و وابستگی دامنه نوسانات به زمان برای ۴ قطع از حلقه‌های متمایز در جدول ۱ نوشته شده است. از جدول ۱ معلوم است که متوسط دوره تناوب نوسانات حلقه‌ها

$$\psi(x, t) = \frac{v_0}{2\Omega_c} j \left(\Omega_c \sqrt{t^2 - \frac{x^2}{c_f^2}} \right). \quad (9)$$

به ازای $t \gg \frac{x}{c_f}$ معادله بسمل به معادله زیر تبدیل می شود

$$\psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{8\Omega_c^2 t^2}} \cos \left(\Omega_c t - \frac{\pi}{4} \right), \quad (10)$$

که در آن دامنه به صورت $t^{1/2}$ نسبت به زمان میرا می شود. این میرایی غیر میرایی ناشی از سازوکار اتلاف است. به علاوه، این میرایی صرفاً از اینجا ناشی می شود که پایه ها نفوذ ناپذیر و طول موج های ثابت و معینی در امتداد حلقه در نظر گرفته شده است.

۶. نتیجه گیری

در این مقاله، نحوه میرایی نوسانات عرضی حلقه های تاج واقع در ناحیه فعال در اثر پدیده ویک مورد مطالعه قرار گرفت. کمیت های فیزیکی مثل، دوره تناوب، زمان میرایی و تغییرات دامنه نوسانات عرضی با زمان استخراج شدند. برای برآورد کمیت های فیزیکی، از یک ناحیه ای فعال شامل حلقه های مجاور شراره خورشیدی ۵۶۰ تصویر متوالی در طول موج ۱۷۱ آنگستروم تهیه شد. مطابق شکل ۱ قطعاتی از روی ۴ حلقه انتخاب و به سلول های به ابعاد ۳ در ۳ خانه تقسیم شدند. شدت در هریک از این سلول ها محاسبه و بعد از کسر شدت زمینه با استفاده از کمینه اختلاف تفاضلی، سری های زمانی شدت ها در هر یک از سلول ها به دست آمد. با اعمال تبدیل فوریه روی سری های زمانی شدت ها، از روی چگالی توان طیفی بهنجار شده بسامدهای بالاتر ۱۰ میلی هرتز که عمدتاً دامنه کمتر از ۰/۱ داشتند فیلتر شدند. با رسم نمودارهای فضا-زمان شدت های سلول ها رسم و نوسانات عرضی آشکار شدند. به منظور پیدا کردن محل قطعه مورد نظر از حلقه ها، یک تابع گاوسی به شدت های نمودار فضا-زمان برازش و تحول زمانی آنها به دست آمدند. در نهایت به این نقاط یک تابع سینوسی میرا با دامنه وابسته به زمان برازش معادله (۲) و دوره نوسانات و وابستگی دامنه نوسانات به زمان پیدا و نتایج با پیش بینی مدل های نظری مقایسه شدند. نتایج حاصل از این مطالعه عبارتند از:

$$\frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial t^2} = c_s^2 \nabla (\nabla \cdot \vec{v}) + c_A^2 \left(\nabla^2 v_x + \frac{\partial \omega_z}{\partial y}, \nabla^2 v_y - \frac{\partial \omega_z}{\partial x}, 0 \right), \quad (4)$$

در اینجا $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{v}$ می باشد. با فرض $v_y = 0$ ، $\vec{\omega} = 0$ مولفه سرعت اختلاالی عمود بر محور حلقه (راستایی میدان مغناطیسی) در معادله آشنای کلاین-گوردون به صورت زیر صدق می کند

$$\frac{\partial^2 v_x}{\partial t^2} = c_f^2 \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} - \Omega_c^2 v_x, \quad (5)$$

در اینجا $\Omega_c = c_f k_z = n c_f \frac{\gamma \pi}{L}$ ، $c_f^2 = c_s^2 + c_A^2$ و نشان شماره هماهنگ امواج مغناطو آکوستیک ایستاده طولی و حلقه شار پلاسماست. کمیت های به کار رفته در معادله (۵)

به صورت $\bar{t} = \frac{t}{\tau}$ ، $\psi = \frac{v_x}{c_f}$ ، $\bar{x} = \frac{x}{L}$

ویژه $\tau = \frac{L}{c_f}$ بی بعد می شود. با فرض ثابت بودن سرعت

انتشار c_f ، بسامد قطع و همچنین با در نظر گرفتن جوابی به صورت زیر

$$\psi = \psi_0 e^{i(k_z z + kx - \omega t)}. \quad (6)$$

برای معادله دیفرانسیل (۵)، معادله پاشندگی به صورت $\omega = \pm \sqrt{\Omega_c^2 + k^2 c_f^2}$ از این معادله پاشندگی به صورت زیر خواهد بود

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{kc_f^2}{\sqrt{\Omega_c^2 + k^2 c_f^2}} = \frac{\sqrt{\omega^2 - \Omega_c^2}}{\omega} c_f, \quad (7)$$

از معادله بالا دیده می شود: ۱- اختلالاتی با بسامد کمتر از بسامد قطع نمی توانند در محیط منتشر شوند. ۲- امواج با بسامد بالاتر از بسامد قطع دچار پاشندگی می شوند. ۳- سرعت گروه همواره کمتر از سرعت فاز است. با فرض شرایط اولیه ای به صورت

$$\psi(x, 0) = 0, \quad \frac{d\psi(x, 0)}{dx} = v_0 \delta(x), \quad (8)$$

جواب معادله کلاین-گوردون به صورت معادله بسمل مرتبه صفر در می آید. با پیروی از رای و ابرتس در [۲۵] و اندکی محاسبات ریاضی خواهیم داشت

وابستگی دامنه نوسانات به زمان در این مقاله با مدل‌های نظری و یافته‌های افراد قبلی که نوسانات عرضی را وجوه کینک فرض کرده بودند، تطابق خوبی دارند (برای مثال مراجعه شود به رای و رابرتس در ۱۹۸۲ [۲۵] تریدس و همکارانش در ۲۰۰۵ [۲۷]، صفری و همکارانش در ۱۳۹۳ [۲۹]، اشواندن و همکارانش در ۲۰۱۱ [۵]، گودارت و ناکاریاکوف در ۲۰۱۶ [۳۰]).

به طور کلی می‌توان نتیجه گرفت مدل میرایی نوسانات عرضی در اثر پدیده ویگ می‌تواند نامزد خوبی برای توجیه میرایی قوی نوسانات عرضی حلقه‌ها در کنار مدل‌های همچون جذب تشدید تداخل فازی باشد.

۱- نوسانات عرضی با استفاده از نمودارهای فضا-زمان شدت‌ها آشکار شدند.

۲- نمودار تبدیل موجک سری‌های زمانی شدت‌ها که در آن دوره نوسانات بر حسب زمان نمایش داده شده تقریباً تطابق خوبی با پیش‌بینی مدل‌های نظری برای میرایی نوسانات عرضی با پدیده ویگ دارد (برای مثال به شکل ۲ تریدس و همکارانش در ۲۰۰۵ مراجعه شود [۲۷]).

۳- برازش تابع سینوسی با دامنه وابسته به زمان به قطعات نوسان کننده حلقه‌ها محدوده دوره نوسانات از ۱۸/۵۷ تا ۲۳/۸۶ دقیقه و محدوده α در محدوده ۰/۶۵ تا ۰/۸۰ به دست آمدند.

۴- مقادیر به دست آمده برای دوره تناوب و مقدار α یعنی

مراجع

- E Verwichte and R Erdélyi, *Space Sci Rev* **149** (2009) 3.
19. K Karami and K Bahari, *Astrophysical Journal*, **757** (2010) 186.
20. N Fathalian and H Safari, *Astrophysical Journal*, **724**, 416 (2010) 411.
21. H Ebadi, T V Zaqarashvili and I Zhelyazkov, *Astrophysics and Space Science*, **33** (2011) 337.
22. H Ebadi, M Hosseinpour and Z Fazel, *Astrophysics and Space Science*, **245** (2013) 225.
23. K Murawski and B Roberts, B. 1993a, *Sol. Phys.*, **143** (1993a), 89.
24. K Murawski and B Roberts, B. 1993a, *Sol. Phys.*, **144** (1993a), 101.
25. I C Rae and B Roberts, *Astrophysical Journal*, **256** (1982) 761.
26. A M Uralov, *Astron. Lett.*, 29 (2003), 486.
27. J Terradas, R Oliver and J L Ballester, *Astrophysical Journal*, **618** (2005) L149.
۲۸. نسترن فرهنگ، "اشکار سازی امواج سریع و آرام مغناطو هیدرودینامیکی از تصاویر فرابنفش دور تاج خورشید" پایان نامه کارشناسی ارشد دانشگاه زنجان مهر (۱۳۹۲).
۲۹. صفری و همکاران مجله پژوهشی فیزیک ایران جلد ۱۴، شماره ۱، بهار (۱۳۹۳).
30. C R Goddard and V M Nakariakov *Astron. Astrophys*, **590** (2016) L5.
1. C J Schrijver and D S Brown, *Astrophysical Journal, Lett.*, **537** (2000) 66.
2. H S Hudson and A Warmuth, *Astrophysical Journal*, **614** 85 (2004) 85.
3. M J Aschwanden, L Fletcher, C Schrijver, and D Alexander, *Astrophysical Journal*, **520** (1999) 880.
4. M j Aschwanden, B De Pontieu, C J Schrijver, and A M Title, *Solar Phys*, **206** (2002), 99.
5. M J Aschwanden, and J Schrijver, *Astrophysical Journal*, **736** (2011), 102.
6. V M Nakariakov, L Ofman, E DeLuca, B Roberts, and J M Davila, *Science*, **285** (1999) 862.
7. M J Aschwanden, B De Pontieu, C J Schrijver, and A M Title, *Sol. Phys*, **206** (200), 99.
8. M J Aschwanden, R Nightingale, J Andries, M Goossens, and T Van Doorselaere, *Astrophysical Journal*, **598** (2003), 1375.
9. H Safari, S Nasiri, and Y Sobouti, *Astron. Astrophys.* **470** (2007), 1111.
10. Z Ebrahimi, K Karami, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **462** (2016) 1002E.
11. H C Spruit, *Sol. Phys*, **75** (1982), 3.
12. P M Edwin and B Roberts, *Sol. Phys*, **76** (1982), 239.
13. P S Cally, *Sol. Phys*, **103** (1986), 277.
14. P S Cally, *Sol. Phys*, **217** (2003), 95.
15. M Goossens, J Andries, and M J Aschwanden *Astron. Astrophys*, **394** (2002), L39.
16. H Safari, S Nasiri, K Karami, and Y Sobouti, *Astron. Astrophys*, **448** (2006) 375.
17. K Karami and A Asvar, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **381** (2007) 97.
18. J Andries, T Van Doorselaere, B Roberts, G Verth,

